科学通报 XXXX 年 第 XX 卷 第 X 期：XX ~ XX
论 文



超子-核子相互作用理论研究的最新进展

李凯文①，任修磊②，耿立升①③*，龙炳蔚④

① 北京航空航天大学，物理科学与核能工程学院，宇宙中的核物理交叉研究中心，北京 100191;
② 北京大学，物理学院，核物理与核技术国家重点实验室，北京 100871;
③ 北京航空航天大学，先进核能材料及物理北京市重点实验室，北京 100191;
④ 四川大学，物理科学与技术学院，成都 610064

* 联系人, E-mail: lisheng.geng@buaa.edu.cn

XXXX-XX-XX 收稿, XXXX-XX-XX 修回, XXXX-XX-XX 接受, XXXX-XX-XX 网络版发表
国家自然科学基金优秀青年科学基金（11522539）和面上项目（11375024、11375120）资助

摘要 超核物理是核物理的一个重要分支，其微观理论的基本出发点为超子-核子相互作用。研究超子-核子相互作用不仅有助于理解奇异性在粒子物理与核物理中的作用，还可以检验SU(3)味对称性及其破缺程度。文章首先回顾了超核物理的起源，随后简要列举了在核物理、粒子物理以及天体物理等领域中，与超核物理相关的几个前沿热点问题，并指出研究超子-核子相互作用的重要性。接下来文章着重介绍超子-核子相互作用的理论研究历史及发展现状。在现有的相关工作中，研究方法主要包括唯象模型、格点量子色动力学模拟和手征有效场论。其中手征有效场论作为低能区量子色动力学的有效理论，在研究介子、重子等微观系统中展现出了独特的优势。因此，文章特别介绍了基于手征有效场论的超子-核子相互作用最新理论研究进展。

关键词 超核物理，超子-核子相互作用，手征有效场论

一、超核物理的起源与前沿热点问题

1、超核物理的起源

1947年，英国物理学家Rochester和Butler[1]从暴露在宇宙射线中的核乳胶里探测到了一些性质奇异的粒子，如后来被证实的 Λ, K^0, K^+ 等粒子。当时理论预言这些粒子通过强相互作用衰变，寿命为 10^{-23} 秒，但实验观测到的寿命却是 10^{-10} 秒——这大大超出了预期！因此，粒子这种长寿命的性质被命名为“奇异性”。1953年，美国物理学家Gell-Mann[2]和日本物

引用格式： 李凯文，任修磊，耿立升，龙炳蔚．超子-核子相互作用理论研究的最新进展．科学通报, XXXX, XX: XX–XX
Li K W, Ren X L, Geng L S, Long B W, Recent devepolment in theoretical studies of hyperon-nucleon interactions (in Chinese). Chin Sci Bull, XXXX, XXXX: XX–XX, doi: XXX

© XXXX《中国科学》杂志社

chinaXiv:201709.00030v1

chinaXiv:201709.00030v1

理学家Nakano、Nishijima[3]引入了“奇异数”来解释这些粒子长寿命的现象，并认为奇异数在强相互作用中守恒。同年，波兰物理学家Danysz和Pniewski首次观测到了Λ超子与原子核形成的束缚态——Λ超核[4]。这标志着人们对于超核物理的研究正式拉开了帷幕。随后的夸克模型基于SU(3)味对称性将这些粒子分为同位旋(isospin)—奇异性(strangeness)多重态。本文研究的超子和核子属于基态重子八重态（图1）。近几十年间，理论上对于超核物理的探索一直没有间断，实验上也不断有新的超子和超核被发现。

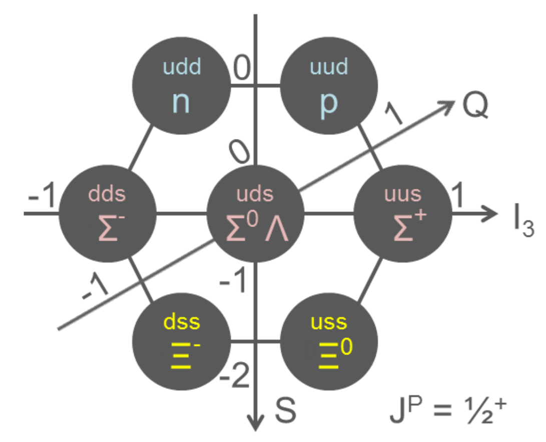


图 1 （网络版彩色）基态八重态重子的夸克组分及量子数。
Figure 1 (Color online) Quark contents and quantum numbers of the ground state baryon octet.

2、超核物理的前沿热点问题

超子与超核的加入使得核物理世界更加丰富。考虑奇异数自由度之后，我们熟知的核素图就从二维拓展到了三维（图2）。

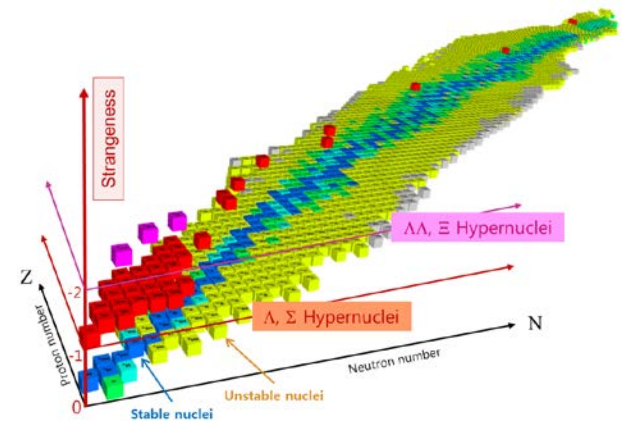


图 2 （网络版彩色）三维核素图[1]。
Figure 2 (Color online) Three-dimensional nuclear chart[1].

由于超子的短寿命，自然界中并不存在稳定的超核。目前人工合成的超核主要集中在轻核区，包括Λ、Σ、ΛΛ和Ξ超核等。这里我们简要介绍三种实验上发现的质量最轻的s壳Λ超核。s壳Λ超核所含核子数较少，结构相对简单，能够较为直接地反应超子-核子相互作用的贡献，是一块很好的“试验田”[5-8]。

目前实验发现的最小质量超核是Λ超氚 $^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$（$pn\Lambda$）。通过提取核乳胶中的数据测得Λ超子的分离能为 0.15±0.05 MeV[9-11]，自旋宇称为 $J^P=1/2^+$ [12,13]。因此可以推断这里自旋单态的 ΛN 相互作用占主导地位。由于Λ束缚能非常小，甚至比氘核的束缚能还小一个数量级，所以理论上不会存在同位旋 $I=0$ 的激发态。$^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$ 的自旋宇称和束缚能对 ΛN 相互作用提供了有力约束[12,14]，得到正确的 $^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$ 的束缚能也成为判断超子-核子相互作用模型是否可靠的一个重要标准。最近德国GSI的HypHI合作组声称在实验上发现了 $I=1$ 的Λ超核 $^{3}_{\Lambda}n$（$nn\Lambda$）[15]，但并没有给出束缚能的大小；而理论研究倾向认为 $nn\Lambda$ 系统并不存在束缚态[16-20]。

质量第二轻的超核是 $A=4$ 的 $^{4}_{\Lambda}\mathrm{H}$（$pnn\Lambda$）和

[1] Three-dimensional nuclear chart by M. Kaneta, Tohoku University.

$^{4}_{\Lambda}$He（ $ppn\Lambda$ ）。这是一对质量最轻的镜像超核，能够提供 ΛN 电荷对称性破缺的信息。二者都存在 $J^P=0^+$ 的基态和 1^+ 的激发态。它们的基态束缚能也是从核乳胶的数据中得到，分别为 $B_\Lambda\left({}^4_\Lambda\mathrm{H}\left(0^+\right)\right)=2.04\pm0.04$ MeV 和 $B_\Lambda\left({}^4_\Lambda\mathrm{He}\left(0^+\right)\right)=2.39\pm0.04$ MeV[9, 10]。近期德国的 MAMI-C 精确测得 $B_\Lambda\left({}^4_\Lambda\mathrm{H}\left(0^+\right)\right)=2.12\pm0.01\pm0.09$ MeV[21]。激发态束缚能一般通过 $1^+\to0^+$ 的 γ 射线跃迁能确定。历史上曾三次测得 $^{4}_{\Lambda}$H 的跃迁能[22-24]，平均值为 1.09 ± 0.02 MeV ;而 $^{4}_{\Lambda}$He 的跃迁能只被测量过一次[23]，其值为 1.15 ± 0.04 MeV。这里我们注意到，$B_\Lambda\left({}^4_\Lambda\mathrm{H}\left(0^+\right)\right)-B_\Lambda\left({}^4_\Lambda\mathrm{He}\left(0^+\right)\right)\sim-0.35$ MeV，而激发态的束缚能之差也有 0.49 MeV ;但是对于基态的 ^{3}H 和 ^{3}He ：$\mathrm{B}\left({}^3\mathrm{H}\right)-\mathrm{B}\left({}^3\mathrm{He}\right)\sim0.07$ MeV。可见加入 Λ 超子后，基态的电荷对称性破缺明显增大，激发态的情况也大体相同。日本J-PARC的最新实验E13表明，$^{4}_{\Lambda}$He 的跃迁能为 $1.406\pm0.002\pm0.002$ MeV[25]。这表明 1^+ 态的电荷对称性破缺只有大约 0.03 MeV，与 0^+ 态相比大大减小（图3）!

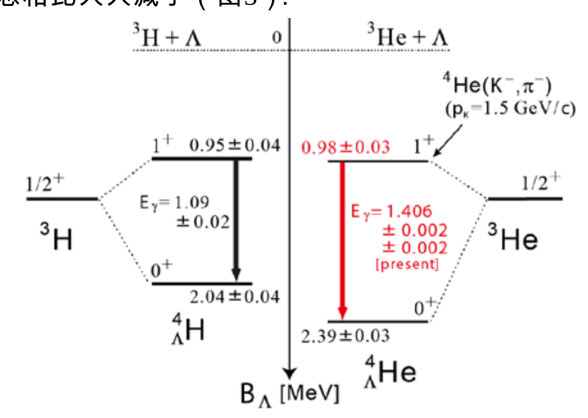


图 3 （网络版彩色）A=4 s壳 Λ 超核的能级图。取自文献[25]。

Figure 3 (Color online) Level schemes for of A=4 s-shell Λ hypernuclei. Taken from Ref. [25].

无论是电荷对称性破缺的增大，还是E13的最新结果，理论上暂时都还无法解释。目前人们猜测 ΛN 的电荷对称性破缺可能具有自旋依赖性。

比前两者稍重的s壳超核是 $^{5}_{\Lambda}$He（ $ppnn\Lambda$ ），自旋宇称为 $J^P=1/2^+$[26]，束缚能为 3.12 ± 0.02 MeV[9]。目前理论研究得到的 $B_\Lambda\left({}^5_\Lambda\mathrm{He}\right)$ 都偏大[5, 27]。如果考虑 ΛN 相互作用，同时利用 A = 3, 4 系统的束缚能作为进一步约束，计算得到的 $B_\Lambda\left({}^5_\Lambda\mathrm{He}\right)$ 比实验值大 1 ~ 2 MeV；而如果直接拟合 $^{3}_{\Lambda}$H 和 $^{5}_{\Lambda}$He 的数据，则得到的 A = 4 超核束缚能偏小。这个问题可能是因为没有正确考虑 ΛN 张量力，或者缺少三体相互作用、$\Lambda-\Sigma$ 耦合，以及部分夸克色禁闭的解除。

以上我们介绍的都是至少含有三个重子的超核，那么在超子-核子系统是否存在像氘核一样的双重子束缚态呢？目前还没有确定的答案。1977年，Jaffe 基于MIT口袋模型预言了一个夸克组分为 $uuddss$ 、同位旋(自旋宇称)为 $I\left(J^P\right)=0\left(0^+\right)$ 的双重子态，也就是H-双重子[28]。基于该模型的计算发现，H-双重子可能是一个在 $\Lambda\Lambda$ 阈值附近（2150 MeV）深束缚的系统，束缚能大约为80 MeV。随后有很多的理论模型也尝试预言H-双重子[29-33]，但给出的结果却大相径庭，而且并不是所有模型都认为存在稳定的H-双重子束缚态。特别是考虑了SU(3)对称性破缺后，双重子之间的吸引会显著减少[29,30]。

2010年，NPLQCD[34]和HAL QCD[35]合作组分别通过格点量子色动力学（格点QCD）模拟得到了非常弱的H-双重子束缚能，大约是8 MeV。但模拟过程中 π 介子质量远大于物理值，并且没有考虑强子阈值的影响。随后的研究表明，格点QCD的结果仍然存在不确定性[36]，H-双重子的质量也有可能在 $\Lambda\Lambda$ 和 ΞN 阈值之间[37,38]。而手征有效场论[39]的计算认为，即便H-双重子是束缚态，其束缚能也会非常小，组分可能更倾向于 ΞN 。此外SU(3)对称性破缺效应非常重要，尤其是在格点QCD的计算中需要正确考虑。

实验方面，关于H-双重子是否束缚一直都没有确定的结论。比较著名的是2001年的“NAGARA”事件[40]，通过测量 $^{\ 6}_{\Lambda\Lambda}$He 超核的束缚能 $B_{\Lambda\Lambda}=6.93\pm0.16$ MeV 排除了H-双重子深束缚的可能性。而其他在KEK[41]、BELLE[42]、RHIC[43]和LHC[44]等装置上的相关实验并没有找到H-双重子存在的直接证据，但也无

chinaXiv:201709.00030v1

chinaXiv:201709.00030v1

法排除其存在的可能性。未来J-PARC[45]等实验装置上也有继续开展关于H-双重子的相关实验的计划。

另一个可能包含超子的系统是中子星。中子星是恒星演化到末期可能的终点之一，最大质量约为太阳质量的两倍（$2M_{\odot}$）左右[46-48]，半径为10至20 千米。中子星的结构大致分为三层：表层是中子进行β衰变后形成的质子、电子和中微子；中间层由自由中子构成；内层的压力最大、密度最高（大约是饱和核物质密度ρ_0的5-6倍），具体成分还并不十分清楚。但是在高密度的环境下，核子很有可能转化成超子。这是因为核子是费米子，遵循泡利不相容原理，质子和中子的化学势μ_n会随着密度的增加迅速增大，在化学势增大到一定程度时（对应的物质密度为$2-3\rho_0$），中子就会发生弱衰变形成Λ超子，进而形成一个新的费米海，减小费米压强，并且最终$\mu_\Lambda=\mu_n$。而Σ^-超子可以通过$e^-+n\to\Sigma^-+\nu_e$形成。其他的超子也可以通过类似的弱相互作用产生。在高密度高压强的情况下，超子能够稳定存在。因此在中子星的内核很有可能存在超子[49]。

中子星的基本性质和内部组成反映在其状态方程上，即物质压强、能量密度和温度之间的热力学关系。要想获得正确的状态方程，必须先求解核多体问题。现有的理论研究发现，如果只考虑核子的贡献，则状态方程相对较硬，预言得到的中子星最大质量大于$2M_{\odot}$；但考虑超子以及超子-核子之间的相互作用后，不同的核多体模型则给出了不同的结论。例如Hartree-Fock[50]、Brueckner-Hartree-Fock[51]和拓展的夸克平均场模型[52]认为超子的引入过于软化了状态方程，预言得到的中子星最大质量远小于$2M_{\odot}$；而相对论Hartree-Fock[53]、相对论平均场[54]和量子强子动力学[55]则认为超子的影响很小。所以对于超子在中子星中的影响，目前还没有确切的结论，这个问题也被称为超子困惑（*hyperon puzzle*）。

造成超子困惑的原因之一可以归结为人们对超子-核子相互作用的理解还不够准确。目前所使用的超子-核子相互作用主要是通过拟合超子-核子散射数据构建的唯象模型，但由于散射数据匮乏，导致模型本身在预言的相移等物理量上就存在较大差异；此外，目前大多数核物质和核多体计算只考虑了超子-核子的两体相互作用[56-59]，而超子-超子相互作用以及超子-核子之间的三体力的贡献还有待进一步研究[60,61]。

二、超子-核子相互作用

从上一章例子中可以看出，人们对于超子-核子相互作用的理解还远远不够，即使对于结构简单的轻质量超核，目前也还有很多问题没有解决；而对于中子星的计算结果更是存在较大分歧。

这里一个重要的原因就是超子-核子散射数据的匮乏，导致我们无法精确提取超子-核子相互作用的信息，如相移、散射长度和有效力程等。虽然超子的寿命（$\sim10^{-10}$ 秒）远远大于强相互作用的时间尺度（$\sim10^{-23}$ 秒），但与中子相比依然小了10余个数量级，以致超子产生后，在寿命内走过的路径非常短，产生散射事件的几率很小，所以实验上很难实现超子-核子的纯散射。因此，低能区的超子-核子散射的实验数据只有36个（见表1），它们包括35个散射截面（$\Lambda p\to\Lambda p$[62,63]、$\Sigma^-p\to\Lambda n$[64]、$\Sigma^-p\to\Sigma^0 n$[64]、$\Sigma^-p\to\Sigma^-p$[65]、$\Sigma^+p\to\Sigma^+p$[65]），和一个Σ^-p静止非弹俘获比率[66,67]。高能区也有一些散射数据[67-71]，但一般不用于低能超子-核子相互作用的研究。

表格 1 低能超子-核子散射实验数据（实验室系动量的单位为MeV/c，散射截面的单位为mb。）

Table 1 Low energy hyperon-nucleon scattering data. (Laboratory momenta are in units of MeV/c and the cross sections in mb.)

$\Lambda p\to\Lambda p$ [62]		$\Lambda p\to\Lambda p$ [63]		$\Sigma^-p\to\Lambda n$ [64]	
$p^{\Lambda}_{\rm lab}$	$\sigma_{\rm exp}$	$p^{\Lambda}_{\rm lab}$	$\sigma_{\rm exp}$	$p^{\Sigma^-}_{\rm lab}$	$\sigma_{\rm exp}$
135 ± 15	209 ± 58	145 ± 25	180 ± 22	110 ± 5	174 ± 47
165 ± 15	177 ± 38	185 ± 15	130 ± 17	120 ± 5	178 ± 39
195 ± 15	153 ± 27	210 ± 10	118 ± 16	130 ± 5	140 ± 28
225 ± 15	111 ± 18	230 ± 10	101 ± 12	140 ± 5	164 ± 25
255 ± 15	87 ± 13	250 ± 10	83 ± 13	150 ± 5	147 ± 19
300 ± 30	46 ± 11	290 ± 10	57 ± 9	160 ± 5	124 ± 14
$\Sigma^-p\to\Sigma^0n$[64]		$\Sigma^-p\to\Sigma^-p$[65]		$\Sigma^+p\to\Sigma^+p$[65]	

chinaXiv:201709.00030v1

$p_{lab}^{\Sigma^-}$	σ_{exp}	$p_{lab}^{\Sigma^-}$	σ_{exp}	$p_{lab}^{\Sigma^+}$	σ_{exp}
110 ± 5	396 ± 91	135 ± 5	184 ± 52	145 ± 5	123 ± 62
120 ± 5	159 ± 43	142.5 ± 5	152 ± 38	155 ± 5	104 ± 30
130 ± 5	157 ± 34	147.5 ± 5	146 ± 30	165 ± 5	92 ± 18
140 ± 5	125 ± 25	152.5 ± 5	142 ± 25	175 ± 5	81 ± 12
150 ± 5	111 ± 19	157.5 ± 5	164 ± 32		
160 ± 5	115 ± 16	162.5 ± 5	138 ± 19		
		167.5 ± 5	113 ± 16		
$\Sigma^- p$ 静止非弹俘获比率： $r_R = 0.468 \pm 0.010$ [66,67]					

超子-核子相互作用的理论研究方法包括唯象模型、格点QCD模拟和有效场论。由于缺少足够的实验数据，很多模型利用SU(3)对称性把超子-核子相互作用与核子-核子相互作用联系起来，并使用核子-核子的散射数据作为进一步约束。考虑到s夸克的质量远大于u、d夸克, SU(3)对称性存在较大破缺，所以在特定情况下还需要引入SU(3)破缺项。接下来我们简要介绍以上三种方法的发展概况和最新成果[2]。

1、唯象模型

1) Nijmegen介子交换模型

20世纪70年代，荷兰的Nijmegen合作组首先尝试理论解释超子-核子散射，构建了一系列单玻色子交换的硬核模型D[75]、E[3]和F[76]。这些模型中，交换的玻色子包括赝标介子、矢量介子和标量介子九重态等。模型F完善了Nijmegen早期的硬核势系列，并且在轴矢耦合中考虑了SU(3)对称性，能够在一定的精度范围内同时描述核子-核子和超子-核子系统。

1978年，Nagels、Rijken和de Swart利用Regge-pole理论构建了核子-核子势场[77]，得到基于单玻色子交换的核力。1989年，Maessen、Rijken和de Swart利用SU(3)对称性将其拓展至超子-核子系统[78]，由于其势场在原点附近的行为比较软，所以被称为软核模型（NSC89）。该模型拟合35个散射截面的χ^2每自由度达到了0.58。但是很快发现，利用G-matrix方法将NSC89应用到超核系统时，ΛN相互作用的自旋-自旋部分需要引入修正项[79]；另外如果拓展至奇异数$S=-2$的$\Lambda\Lambda$和ΞN反应道时还需要引入额外的参数。

1997年，Rijken等人针对上述问题改进了势场，提出NSC97模型[80]。改进之一是对重子-重子-介子顶点做了质量截断，并考虑SU(3)破缺效应，目的是同时描述核子-核子和超子-核子系统；之二是将耦合常数$F/(F+D)$比值α_V^m设定为自由参数，来尝试改变势场的自旋-自旋相互作用。根据α_V^m取值不同，NSC97共有6个模型a-f，它们同时拟合核子-核子和超子-核子散射数据，对于35个散射截面得到的χ^2每自由度约为0.55。在G-matrix的计算中， NCS97e和f模型准确描述了一些s壳Λ超核，说明其能够比较可靠地作为超核物理计算的输入量，这在Nijmegen系列模型中尚属首次。此外，NSC97模型可以直接预言奇异数$S=-2,-3,-4$的系统[81]，因为在这里并不存在新的自由参数。

之后，Nijmegen合作组不断更新其软核势场。ESC99[82]和ESC00[83]势场引入了两介子交换和介子对交换等相互作用，提高了同时描述核子-核子、超子-核子相互作用的能力。ESC04[84]加入了轴矢介子的贡献并修正了标量和轴矢介子的相因子，使得参数值与$^3P_0$夸克-反夸克产生模型的预言更加接近。ESC04根据不同的赝标、赝矢耦合系数以及是否考虑味对称性破缺又可分为a-d四种模型。ESC08[85,86]进一步修改了介子交换的贡献；并且根据夸克的泡利不相容原理加入了短程排斥，给Σ-原子核相互作用提供了足够的排斥力。Nijmegen系列模型的更新主要考虑了来自超核实验数据的约束，但在G-matrix的计算结果中具有很强的模型依赖性，同时对超子-核子散射

[2]早期关于超子-核子相互作用唯象模型更详细的相关综述可参阅文献[72-74]。

[3]Slobodrian R J, Cujec B, Ramavataram K. Few body problems in nuclear and particle physics. International Conference Held at Laval University, Quebec City, Canada, August 27-31, 1974.

chinaXiv:201709.00030v1

数据的描述有所变差。

2) Bonn-Jülich介子交换模型

1987年，德国的Bonn合作组提出了著名的Bonn势[87]描述核子-核子相互作用。两年后，Holzenkamp、Holinde和Speth将Bonn势拓展至超子-核子系统，忽略了其中贡献较小的 η 和 η' 交换，构建了Jülich89模型A和B[88]。模型A考虑了 ΛN 和 ΣN 的耦合，模型B在A的基础上加入了 $\Delta\Lambda$ 、$\Delta\Sigma$ 和 NY^* 的耦合。Jülich89模型含有能量依赖项，应用到核结构计算时较为复杂。为此，Jülich94模型 $\tilde{\mathrm{A}}$ 和 $\tilde{\mathrm{B}}$ [89]移除了能量依赖；在G-matrix的计算中得到了较为可靠的 Λ 单粒子势。

2004年，Haidenbauer和Meißner提出了Jülich04模型[90]。在Jülich94的基础上，对 ρ,σ 的交换考虑了来自 $\pi\pi$ 和 $K\bar{K}$ 交换微观模型的约束，短程部分的 a_0 和 κ 交换唯象地来自介子-介子关联。Jülich04模型能够较好地描述了超子-核子散射实验数据，所以可被应用于计算超核结构。

3) Beijing-Tübingen夸克模型

与核子-核子相互作用类似，人们也尝试利用夸克模型来描述超子-核子相互作用。Beijing-Tübingen合作组在1988年提出了夸克集团模型[91,92]，模型的哈密顿量包括胶子交换、赝标介子交换和唯象的 σ 介子交换，利用共振群方法求解六夸克散射过程。模型采用的夸克质量为组分夸克的质量，约为几百个MeV；此外，中程部分的 σ 交换是唯象引入的。Fernandez等人提出的修正夸克模型能够解决夸克集团模型[91,92]存在的一些问题，并成功运用其研究了核子-核子相互作用[93]。随后Beijing-Tübingen组将修正夸克模型拓展至超子-核子相互作用[94]，并尝试同时描述两个系统，得到了较好的结果。进一步的分析发现，仅用 (π,K,σ) 耦合不能描述核子-核子相互作用的同位旋依赖以及超子-核子相互作用的自旋依赖。尤其对于 ΛN 反应，$^3S_1$分波的吸引要强于$^1S_0$，这与轻质量 Λ 超核结构分析给出的结论恰好相反。对核子-核子相互作用的研究表明[95]，改善这一问题的方法是需要“保留”更多的手征对称性，所以手征SU(3)夸克模型应运而生[96]。新引入的手征SU(3)标量场不仅改善了 ΛN 的自旋依赖，也提高了理论对 $\Sigma^- p$ 散射截面的描述。文献[97]和[98]进一步讨论了势场中的自旋轨道耦合效应和标量介子混合效应，加深了人们对手征SU(3)夸克模型的理解。

4) 夸克去定域色屏蔽模型

一种较为特别的夸克模型是南京大学研究组在1992年提出的夸克去定域色屏蔽模型（QDCSM）[99,100]。该模型的特点是在Hilbert空间中考虑了完全禁闭以及非完全禁闭的组态；并且区分了强子内部和强子之间的夸克-夸克相互作用。这种处理办法填补了之前夸克模型缺乏中程吸引部分的缺陷，类似于分子力的自然延拓。QDCSM利用较少的参数描述了重子-重子相互作用，并预言了一些双重子态，包括最近COSY合作组发现的 d^* [101]。

5) Kyoto-Niigata SU(6)夸克集团模型

1995年，Fujiwara等人提出了SU(6)夸克集团模型RGM-F[102,103]，同时描述核子-核子和超子-核子相互作用。短程部分利用共振群方法，考虑完整的Fermi-Breit相互作用，并引入味对称性破缺；中长程部分则借鉴了Nijmegen的NHC-F模型[76]。RGM-F在中程吸引部分的介子交换具有很强的模型依赖性，需要根据两个重子的自旋-味道交换对称性来确定。之后的FSS模型[104,105]为此做出了两点改进：一是精确计算了夸克模型里的自旋-味道系数，二是引入了来自所有赝标介子的自旋-自旋项。而fss2模型[106]考虑了更完整的介子交换，通过奇异数 $S=0,-1$ 系统的实验数据确定模型参数后，又进一步拓展至奇异数 $S=-2,-3,-4$ 的系统。关于SU(6)夸克集团模型的综述文章可以参阅文献[107]。

2、格点量子色动力学模拟

21世纪以来，随着计算机计算能力的提高以及相关算法的改进，格点QCD模拟逐步发展起来。其基本思想是将四维时空离散化，利用蒙特卡洛重点采样技术计算路径积分，从而数值求解非微扰强相互作用。由于需要较多的计算资源，现阶段格点QCD研究超子-核子（超子）相互作用几乎都在非物理区域，也就是说，用到的 π 介子质量远大于其物理值。目前从事重子-重子相互作用研究的主要格点QCD合作组为NPLQCD和HAL QCD合作组。2005年，NPLQCD合作组首先提出利用Lüscher有限体积方法模拟超子-核子相互作用[108]。两年后给出了 Λn 和 $\Sigma^- n$ 相互作用的相移[109]，π 介子质量 $m_\pi = 350, 490, 590$ MeV。2009年，HAL QCD合作组首次利用HAL QCD方法（在Nambu-Bethe-Salpeter波函数中定义非局域势）计算了 $\Xi^0 p$ 相互作用用S波的势场和散射长度[110]，π 介子质量 $m_\pi = 370, 510$ MeV。此后两个合作组分别模拟了两个八重态重子之间的相互作用[111-118]，HAL QCD合作组还讨论了 ΩN [119]和 $\Omega\Omega$ [120]系统，但 π 介子质量均大于300 MeV。近期，HAL QCD合作组正在采用非常接近物理值的夸克质量（$m_\pi \cong 146$ MeV）模拟重子-重子相互作用，但误差还比较大[121-125]，尤其是对于奇异数较小的系统。

3、手征有效场论

手征有效场论最早由Weinberg提出[126]，首先被应用于研究赝标介子的自相互作用及本身的性质[127,128]；随后又被系统应用于研究单重子系统[129]。90年代初，Weinberg率先提出基于手征有效场论研究核子-核子相互作用[130,131]，并获得了巨大成功[132-134]。

利用手征有效场论构建超子-核子相互作用，势场可以表示为

$$V_{\text{eff}} = V_{\text{eff}}\left(Q, g, \Lambda_\chi\right) = \sum_\nu Q^\nu V_\nu\left(Q/\Lambda_\chi, g\right), \qquad (1)$$

这里 ν 是手征阶数，$Q \sim m_\pi$ 为软尺度，$\Lambda_\chi \sim m_\rho$ 为硬尺度，也是手征对称性破缺的尺度，g 代表势场中包含的低能常数。由于 Q/Λ_χ 是一个小量，可以以此将势场微扰展开至无穷阶。在实际计算中，每一阶对应的费曼图通过Weinberg数幂规则确定，有时也被称为简单维数分析：

a) k 阶拉氏量对应的顶点贡献 Q^k，

b) n 维圈图的积分贡献 Q^n，

c) 介子传播子贡献 Q^{-2}，

d) 重子传播子贡献 Q^{-1}，

最后再通过一些拓扑学关系可以得到

$$\nu = 2 - \frac{1}{2}B + 2L + \sum_i v_i \Delta_i, \qquad \Delta_i = d_i + \frac{1}{2}b_i - 2. \qquad (2)$$

其中 B 是外腿重子数，L 是含Goldstone玻色子的圈数，v_i 是具有维数 Δ_i 的顶点的个数。对于一个具有维数 Δ_i 的顶点，d_i 是其对应拉氏量中偏导的个数 b_i 是顶点所连接的内重子线的数目。

在领头阶（$\nu = 0$）只有两种费曼图满足上述要求：一种是不包含偏导的四重子接触项，另一种是单赝标介子交换项，见图4。

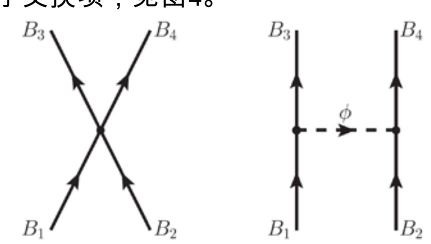


图 4 不包含偏导的四重子接触项和单赝标介子交换项。实线代表入射或出射的重子，虚线代表交换的介子。

Figure 4 Nonderivative four baryon contact terms and one-pseudoscalar-meson exchanges. The solid lines denote incoming and outgoing baryons, and the dashed line denotes the exchanged pseudoscalar meson.

为了计算领头阶八重态重子-八重态重子相互作用，需要考虑的最低阶拉氏量，包括：

a) 四重子接触项

$$\begin{aligned}
L_{\text{CT}}^{(0),1} &= \frac{C_i^1}{2}\text{tr}\left(\bar{B}_a \bar{B}_b \left(\Gamma_i B\right)_b \left(\Gamma_i B\right)_a\right), \\
L_{\text{CT}}^{(0),2} &= \frac{C_i^2}{2}\text{tr}\left(\bar{B}_a \left(\Gamma_i B\right)_a \bar{B}_b \left(\Gamma_i B\right)_b\right), \qquad (3) \\
L_{\text{CT}}^{(0),3} &= \frac{C_i^3}{2}\text{tr}\left(\bar{B}_a \left(\Gamma_i B\right)_a\right)\text{tr}\left(\bar{B}_b \left(\Gamma_i B\right)_b\right),
\end{aligned}$$

chinaXiv:201709.00030v1

chinaXiv:201709.00030v1

b) 介子自相互作用拉氏量

$$L_{\phi}^{(2)}=\frac{f_0^2}{4}\mathrm{tr}\left(\partial_\mu U\partial^\mu U^?\right)+\frac{f_0^2}{2}B_0\mathrm{tr}\left(MU \ +UM\right), \quad (4)$$

c) 介子-重子相互作用拉氏量

$$\begin{aligned}L_{MB}^{(1)}=\mathrm{tr}\Big(&\bar{B}\left(i\gamma_\mu D^\mu-M_B\right)B\\&-\frac{D}{2}\bar{B}\gamma^\mu\gamma_5\left\{u_\mu,B\right\}-\frac{F}{2}\bar{B}\gamma^\mu\gamma_5\left[u_\mu,B\right]\Big).\end{aligned} \quad (5)$$

从拉氏量出发计算费曼图的势场，进而利用两体散射方程重求和势场得到散射振幅。有了散射振幅，就可以通过拟合超子-核子实验数据确定理论中的低能常数。

作为核子-核子相互作用在 u、d、s 空间的自然延拓，利用手征有效场论研究超子-核子相互作用的工作还不是很多，目前只有Bonn-Jülich、北京-成都以及Pecs-Groningen等合作组开始了这方面的研究。

1) 重重子手征有效场论

2006年，Bonn-Jülich合作组将Epelbaum等人在核子-核子相互作用[135]中的重重子（HB）手征有效场论方法拓展至奇异数 $S=-1$ 的 $\Lambda N-\Sigma N$ 系统，首先计算至领头阶[136,137]。如前所述，领头阶的费曼图（同位旋空间）包括3个不含偏导的四重子接触项和7个单赝标介子交换项，见图5、6。接触项中只有5个低能常数。然后将势场代入Lippmann-Schwinger（LS）方程重求和得到散射振幅。采用的重整化方法是给势场乘以一个指数形式的截断因子

$$f_{\Lambda_F}\left(p,p'\right)=\exp\left[-\left(\frac{p}{\Lambda_F}\right)^4-\left(\frac{p'}{\Lambda_F}\right)^4\right]. \quad (6)$$

领头阶HB方法与36个实验数据拟合得到的 χ^2 大约为30，精度略逊于NSC97f[80]和Jülich04[90]等唯象模型。

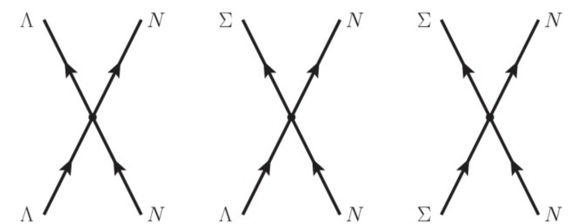


图 5 ΛN – ΣN 系统不包含偏导的四重子接触项的费曼图。

Figure 5 The nonderivative four baryon contact terms in ΛN – ΣN systems.

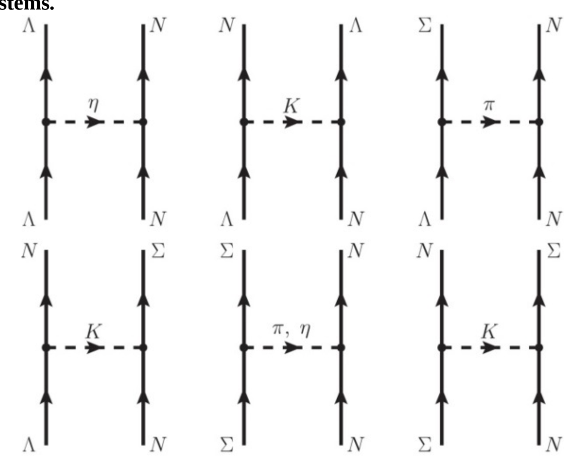


图 6 ΛN – ΣN 系统单赝标介子交换的费曼图。

Figure 6 The one-pseudoscalar-meson-exchange diagrams in ΛN – ΣN systems.

之后该合作组又研究了奇异数 $S=-2,-3,-4$ 的系统[138,139]，在接触项部分利用了严格的SU(3)对称性，具有相同结构的势场全部取自 $S=-1$ 的部分。由于 $S=-2$ 的部分还包括一个额外的低能常数，而该部分没有散射实验数据，所以只能把这个参数限制在比较合理的范围内。

2013年，Haidenbauer等人将该方法推进至次领头阶，首先研究了 $S=-1$ 的超子-核子相互作用[140]。次领头阶的势场引入了含有二阶偏导的接触项以及两介子交换项，二阶的接触项中含有18个低能常数（包括S波和P波），所以一共有23个低能常数。由于实验数据匮乏，即使加入 Λ 超氚 ${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$ 的约束，与36个实验数据点拟合也不能完全确定所有低能常数的值。由于S波在计算低能区的截面中起主要作用，所以在拟合超子-核子散射截面时只考虑了S波的贡献（13个低能常数）；而P波部分的低能常数则利用严格的SU(3)对称性通过拟合核子-核子散射相移确定。最终，次领头阶的手征有效场论与36个实验数据计算得到的 χ^2 大约为16，达到了很高的精度，已经能够比较可靠地用于超核结构的计算。

三年后，次领头阶的理论被拓展至奇异数 $S=-2$ 的系统[141]，其中不但要考虑 $S=-2$ 部分的4个新的低能常数的贡献，还要加入SU(3)破缺项，所以只能相

对粗略地固定理论中低能常数的数值。

2) 协变手征有效场论

虽然HB手征有效场论在研究核子-核子和超子-核子相互作用中取得了很大的成功，但Weinberg提出的这一套理论框架并非完美。目前存在较大争议的是核力的重整化问题，也就是说，LS方程是发散的，计算的结果对积分上限的取值比较敏感。比较常见的处理办法是对势场做能量截断[142]，或者修改Weinberg数幂规则[143-154]。

此外，目前绝大部分的有效场论方法是基于非相对论框架的。非相对论框架中势场的解析形式比较简单，但牺牲了Lorentz不变性，所以无法直接为相对论的少体或多体方法提供输入量。在单重子系统和重轻系统中的研究表明[155-163]，协变手征微扰理论在描述八重态重子质量、磁距、轴矢和矢量耦合常数等诸多物理量时比HB手征微扰理论具有更好的解析性质和更快的收敛速度。而在多核子系统，协变密度泛函理论[164]在原子核结构及反应研究中展现出了独特的优势，例如能够自洽包含自旋轨道相互作用，能够提供对赝自旋对称性的微观解释，能够更为自洽地处理奇时间场，能够在不显式考虑三体相互作用的情况下给出核物质的饱和性质，能够通过Lorentz不变性的约束来减小自由参数的个数等。同样，在原子分子系统中，相对论理论也展现了许多独特的优势[165]。狄拉克方程自然地考虑了很多重要的相对论效应，如相对论质量增加、Darwin项、自旋轨道相互作用、Zeeman效应等。此外，重元素的很多“unusual”性质都和相对论效应有关：如金子发黄光，水银是室温下唯一的液态金属元素，Tl_2极小的离解能，金卤化物的链状结构等。

2012年，Epelbaum和Gegelia提出了一种新的数幂规则[152]研究核子-核子相互作用（后面我们称之为EG方法），保留了更多的相对论效应。领头阶的费曼图和势场与HB方法一致，但散射方程变为Kadyshevsky方程。EG方法在领头阶能相对更好地描述Nijmegen分波分析数据[165]，同时也部分解决了重整化的问题。但是需要在$^3P_0$分波引入一个名义上的高阶低能常数，做法类似于文献[145]。北京-成都合作组在2016年应用EG方法研究了奇异数$S=-1$的超子-核子系统[167]。在不引入新的低能常数的情况下，描述36个超子-核子散射数据的程度与HB方法几乎完全一致，但是拟合结果对于能量截断的依赖性有所减弱。然而，重整化群不变性并没有完全实现。

由于领头阶EG方法在超子-核子系统中的改善并不明显，北京-成都合作组最近提出了一种新的、协变的手征有效场论框架研究核子-核子[168]和超子-核子[169]相互作用。其基本思想是引入一套协变数幂规则：从协变手征拉氏量出发，保留Dirac旋量的完整形式，再利用简单维数分析确定相应势场的手征阶数。

在新的理论框架下，Dirac旋量的表示形式为

$$u_B(\vec{p},s)=\sqrt{\frac{\epsilon_B}{2M_B}}\begin{pmatrix}1\\ \frac{\vec{\sigma}\cdot\vec{p}}{\epsilon_B}\end{pmatrix}\chi_s, \tag{7}$$

其中$\epsilon_B=E_B+M_B$，$E_B=\sqrt{\vec{p}^2+M_B^2}$，Pauli旋量$\chi_s$代表重子的自旋。完整的$u_B$保证了势场的Lorentz不变性。这样得到的领头阶势场一共包括12个低能常数。

散射方程原则上应该使用相对论的Bethe-Salpeter（BS）方程。但由于BS方程数值求解复杂，所以一般选取其三维约化的形式[170]。参考文献[167]，北京-成都合作组[168,169]选择了Kadyshevsky方程。势场的能量截断为指数形式，与HB方法相同。

图7给出了前面提到的几种有效场论拟合36个实验数据得到的χ^2对于能量截断Λ_F的依赖性。

chinaXiv:201709.00030v1

chinaXiv:201709.00030v1

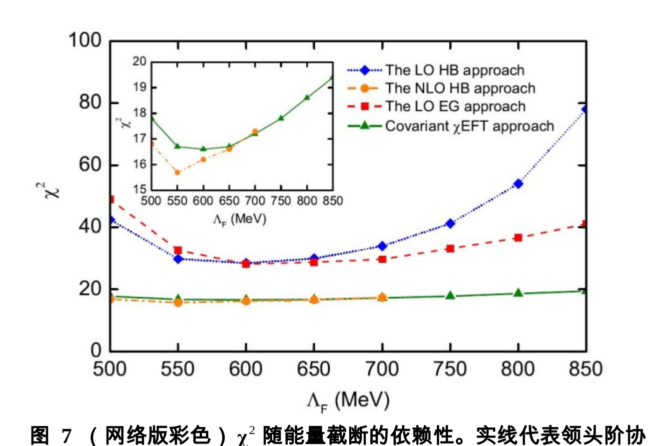


图 7 （网络版彩色）χ^2 随能量截断的依赖性。实线代表领头阶协变手征有效场论方法[169]，虚线（点划线）代表领头阶[136]（次领头阶[140]）HB方法，红色短划线代表领头阶EG方法[167]。取自文献[169]。

Figure 7 (Color online) χ^2 as a function of the cutoff in the LO covariant ChEFT approach[169] (solid line), the LO[136] (dotted line), NLO[140] (dashed-dotted line) HB approach and the LO EG approach [167] (dashed line). Taken from Ref. [169].

显然，领头阶的协变手征有效场论与领头阶HB方法和EG方法相比，对散射数据的描述有了较大的改善，并且 χ^2 对于 Λ_F 的依赖性明显降低，几乎与次领头阶HB方法相同。

图8比较了两种领头阶的手征有效场论[136,169]与两个唯象模型（NSC97f[80]和Jülich04[90]）对散射数据的描述。可以看到，协变手征有效场论与HB方法相比能够更好地描述实验数据，这也对应于前面 χ^2 的减小。

3) KSW方法

此外，Pecs-Groningen合作组在2001年利用KSW（Kaplan-Savage-Wise）方法[143]（一种修改Weinberg数幂规则的方法）计算了超子-核子相互作用至次领头阶[171]，并讨论了超子在核物质中的质量变化(mass shifts)。理论框架中包括12个低能常数，其值通过拟合实验室系动量小于200 MeV的28个实验数据确定。拟合得到的 χ^2 为13.5，描述实验数据的程度与NSC97f[80]相当。但是在核子-核子系统中的研究表明，KSW方法在$^3S_1$-$^3D_1$分波并不收敛[172]。原因是在迭代过程中，单 π 介子交换的张量势存在 $1/r^3$ 发散。所以KSW方法现在很少被用到。

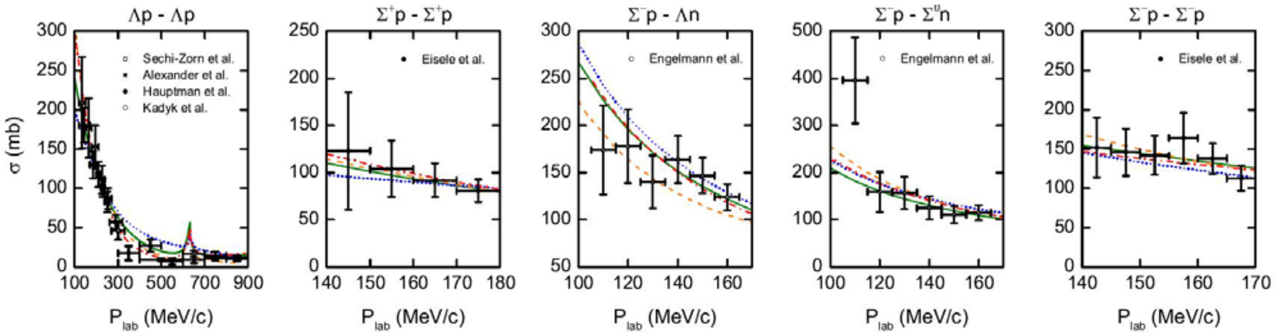


图 8 （网络版彩色）超子核子散射截面的理论与实验结果对比。实线代表领头阶协变手征有效场论方法[169]，虚线代表领头阶HB方法[136]，点划线代表NSC97f模型[80]，短划线代表Jülich04模型[90]。有效场论的能量截断 Λ_F 均为600 MeV。取自文献[169]。

Figure 8 (Color online) Hyperon-nucleon cross sections in the LO covariant ChEFT approach[169] (solid lines) and HB approach[136] (dotted lines) as functions of the laboratory momentum at $\Lambda_F=600$ MeV. For reference, the NSC97f [80] (dash-dotted lines) and Jülich 04 [90] (dashed lines) results are also shown. Taken from Ref. [169].

四、总结与展望

超子-核子相互作用有助于我们理解奇异夸克及奇异性在粒子物理与核物理中的作用，是超核物理和核天体物理的重要输入量。人们对于超子-核子相互作用的理论研究已有40多年的历史，试图通过唯象模型、格点量子色动力学模拟和有效场论来定量理解这一剩余强相互作用。但由于实验数据的匮乏，目前的理论研究还有很大不确定度。随着计算机计算能力的逐步提升，格点量子色动力学模拟未来有望给出更多精确的结果。此外，J-PRAC、JLab和FAIR等大型实

验装置目前也正在开展或计划开展重离子碰撞、超核、和超子-核子散射等实验，这些实验将提供更多的数据，有助于我们从不同纬度理解超子-核子相互作用。基于协变手征有效场论的研究也将为研究超子-核子相互作用提供新的视角与思路。假以时日，人们对超子-核子相互作用的理解一定会更加完整深入。

参考文献

1 Rochester G D, Butler C C. Evidence for the existence of new unstable elementary particles. Nature, 1947, 160: 855
2 Gell-Mann M. Isotopic spin and new unstable particles. Phys Rev, 1953, 92: 833
3 Nakano T, Nishijima K. Charge Independence for V-particles. Prog Theor Phys, 1953, 10: 581-582
4 Danysz M, Pniewski J. Delayed disintegration of a heavy nuclear fragment: I. Philos Mag Ser, 1953, 44: 348-350
5 Dalitz R H, Herndon R C, Tang Y C. Phenomenological study of s-shell hypernuclei with ΛN and ΛNN potentials. Nucl Phys B, 1972, 47: 109-137
6 Nemura H, Akaishi Y, Suzuki Y. Ab initio Approach to s-Shell Hypernuclei H Λ 3, H Λ 4, H Λ 4 e, and H Λ 5 e with a Λ N− Σ N Interaction. Phys Rev Lett, 2002, 89: 142504
7 Nogga A, Kamada H, Gloeckle W. The Hypernuclei H Λ 4 e and H Λ 4: Challenges for Modern Hyperon-Nucleon Forces. Phys Rev Lett, 2002, 88: 172501
8 Nogga A. Light hypernuclei based on chiral and phenomenological interactions. Nucl. Phys. A, 2013, 914: 140-150
9 Bohm G, Klabuhn J, Krecker U, et al. A determination of the binding-energy values of light hypernuclei. Nucl Phys B, 1968, 4: 511-526
10 Jurič M, Bohm G, Klabuhn J, et al. A new determination of the binding-energy values of the light hypernuclei (A⩽ 15). Nucl Phys B, 1973, 52: 1-30
11 Davis D H. Hypernuclei. Contemp. Phys., 1986, 27: 91-116
12 Dalitz R H. Nuclear Physics. New York: Gordon and Breach, 1969
13 Keyes G, Derrick M, Fields T, et al. Properties of H 3 Λ. Phys Rev D, 1970, 1: 66-77
14 Downs B W, Dalitz R H. Analysis of the Λ-Hypernuclear Three-Body Systems. Phys Rev, 1959, 114: 593
15 Rappold C, Kim E, Saito T R, et al. Search for evidence of Λ 3 n by observing d+ π− and t+ π− final states in the reaction of 6 Li+ 12 C at 2 A GeV. Phys Rev C, 2013, 88: 041001
16 Miyagawa K, Kamada H, Glöckle W, et al. Properties of the bound Λ (Σ) NN system and hyperon-nucleon interactions. Phys Rev C, 1995, 51: 2905-2913
17 Belyaev V B, Rakityansky S A, Sandhas W. Three-body resonances Λnn and ΛΛn. Nucl. Phys. A, 2008, 803: 210-226
18 Gal A, Garcilazo H. Is there a bound nΛ3?. Phys Lett B, 2014, 736: 93-97
19 Garcilazo H, Valcarce A. Nonexistence of a Λ n n bound state. Phys Rev C, 2014, 89: 057001
20 Hiyama E, Ohnishi S, Gibson B F, et al. Three-body structure of the n n Λ system with Λ N− Σ N coupling. Phys Rev C, 2014, 89: 061302
21 Esser A, Nagao S, Schulz F, et al. Observation of H Λ 4 Hyperhydrogen by Decay-Pion Spectroscopy in Electron Scattering. Phys Rev Lett, 2015, 114: 232501
22 Bedjidian M, Filipkowski A, Grossiord J Y, et al. Observation of a γ transition in the Λ 4 H hypernucleus. Phys Lett B, 1976, 62: 467-470
23 Bedjidian M, Descroix E, Grossiord J Y, et al. Further investigation of the γ-transitions in Λ 4 H and Λ 4 hypernuclei. Phys Lett B, 1979, 83: 252-256
24 Kawachi A, Hyperfragment Production from Stopped K- Absorption (in Japanese), Ph.D. thesis, University of Tokyo, Tokyo, 1997
25 Yamamoto T O, Agnello M, Akazawa Y, et al. Observation of Spin-Dependent Charge Symmetry Breaking in Λ N Interaction: Gamma-Ray Spectroscopy of He Λ 4. Phys Rev Lett, 2015, 115: 222501
26 Dalitz R H. Parity Nonconservation in the Decay of Free and Bound Λ Particles. Phys Rev, 1958, 112: 605
27 Hungerford E V, Biedenharn L C. Consequences of the Pauli principle applied to a quark model analysis of light hypernuclei. Phys Lett B, 1984, 142: 232-234

chinaXiv:201709.00030v1

28 Jaffe R L. Perhaps a stable dihyperon. Phys Rev Lett, 1977, 38: 195-198

29 Lipkin H J. New possibilities for exotic hadrons—anticharmed strange baryons. Phys Lett B, 1987, 195: 484-488

30 Gignoux C, Silvestre-Brac B, Richard J M. Possibility of stable multiquark baryons. Phys Lett B, 1987, 193: 323-326

31 Balachandran A P, Lizzi F, Rodgers V G J, et al. Dibaryons as chiral solitons. Nucl Phys B, 1985, 256: 525-556

32 Straub U, Zhang Z Y, Bräuer K, et al. Binding energy of the dihyperon in the quark cluster model. Phys Lett B, 1988, 200: 241-245

33 Nishikawa K, Aoki N, Hyuga H. Hyperons and the H-particle in the color dielectric model. Nucl. Phys. A, 1991, 534: 573-596

34 Beane S R, Chang E, Detmold W, et al. Evidence for a bound H dibaryon from lattice QCD. Phys Rev Lett, 2011, 106: 162001

35 Inoue T, Ishii N, Aoki S, et al. Bound H dibaryon in flavor SU (3) limit of lattice QCD. Phys Rev Lett, 2011, 106: 162002

36 Beane S R, Chang E, Cohen S D, et al. Light nuclei and hypernuclei from quantum chromodynamics in the limit of SU (3) flavor symmetry. Phys Rev D, 2013, 87: 034506

37 Inoue T. Study of H-dibaryon mass in Lattice QCD. arXiv: 1212.4230

38 Haidenbauer J, Meißner U G. Exotic bound states of two baryons in light of chiral effective field theory. Nucl. Phys. A, 2012, 881: 44-61

39 Haidenbauer J, Meißner U G. To bind or not to bind: The H-dibaryon in light of chiral effective field theory. Phys Lett B, 2011, 706: 100-105

40 Takahashi H, Ahn J K, Akikawa H, et al. Observation of a H Λ Λ 6 e Double Hypernucleus. Phys Rev Lett, 2001, 87: 212502

41 Ahn J K, Aoki S, Chung K S, et al. Enhanced ΛΛ production near threshold in the 12 C (K−, K+) reaction. Phys Lett B, 1998, 444: 267-272

42 Yoon C J, Akikawa H, Aoki K, et al. Search for the H-dibaryon resonance in C 12 (K−, K+ Λ Λ X). Phys Rev C, 2007, 75: 022201

43 Adamczyk L, Adkins J K, Agakishiev G, et al. ΛΛ Correlation Function in Au+ Au Collisions at s N N= 200 GeV. Phys Rev Lett, 2015, 114: 022301

44 Adam J, Wikne J, Zhu X, et al. Search for weakly decaying $\Lambda\bar{n}$ and ΛΛ exotic bound states in central Pb–Pb collisions at sNN= 2.76 TeV. Phys Lett B, 2016, 752: 267-277.

45 Gal A, Hungerford E V, Millener D J. Strangeness in nuclear physics. Rev. Mod. Phys., 2016, 88: 035004

46 Demorest P B, Pennucci T, Ransom S M, et al. A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay. Nature, 2010, 467: 1081-1083

47 Antoniadis J, Freire P C C, Wex N, et al. A massive pulsar in a compact relativistic binary. Science, 2013, 340: 1233232

48 Peng G X, Li A, Lombardo U. Deconfinement phase transition in hybrid neutron stars from the Brueckner theory with three-body forces and a quark model with chiral mass scaling. Phys Rev C, 2008, 77: 065807

49 Bombaci I. The Hyperon Puzzle in Neutron Stars. arXiv: 1601.05339

50 Massot E, Margueron J, Chanfray G. On the maximum mass of hyperonic neutron stars. Europhys Lett, 2012, 97: 39002

51 Schulze H J, Rijken T. Maximum mass of hyperon stars with the Nijmegen ESC08 model. Phys Rev C, 2011, 84: 035801

52 Hu J N, Li A, Toki H, et al. Extended quark mean-field model for neutron stars. Phys Rev C, 2014, 89: 025802

53 Miyatsu T, Yamamuro S, Nakazato K. A new equation of state for neutron star matter with nuclei in the crust and hyperons in the core. Astrophys. J., 2013, 777: 4

54 Gupta N, Arumugam P. Impact of hyperons and antikaons in an extended relativistic mean-field description of neutron stars. Phys Rev C, 2013, 88: 015803

55 Lopes L L, Menezes D P. Hypernuclear matter in a complete SU (3) symmetry group. Phys Rev C, 2014, 89: 025805

56 Hao J, Kuo T T S, Reuber A, et al. Hypernucleus O Λ 16 and accurate hyperon-nucleon G-matrix interactions. Phys Rev Lett, 1993, 71: 1498

57 Zhang M J, Shen P N, Liu X H, et al. Study about light hypernuclei and YN interaction based on chiral SU(3) quark model (in Chinese). High Energ. Phys Nuc, 2001, 25: 743-753 [张妙静, 沈彭年, 刘宪辉, 等. 基于手征 SU (3) 夸克集团模型的 YN 相互作用和轻超核研究. 高能物理与核物理, 2001, 25: 743-753]

58 Zhou X R, Schulze H J, Sagawa H, et al. Hypernuclei in the deformed Skyrme-Hartree-Fock approach. Phys Rev C, 2007, 76: 034312

59 Hu J, Hiyama E, Toki H. Effective Λ N potential from relativistic Brueckner-Hartree-Fock theory. Phys Rev C, 2014, 90: 014309

60 Li Z H, Schulze H J. Neutron star structure with modern nucleonic three-body forces. Phys Rev C, 2008, 78: 028801

61 Chen H, Baldo M, Burgio G F, et al. Hybrid protoneutron stars with the Dyson-Schwinger quark model. Phys Rev D, 2012, 86: 045006

62 Sechi-Zorn B, Kehoe B, Twitty J, et al. Low-energy Λ-proton elastic scattering. Phys Rev, 1968, 175: 1735

63 Alexander G, Karshon U, Shapira A, et al. Study of the Λ− N system in low-energy Λ− p elastic scattering. Phys Rev, 1968, 173: 1452-1460

64 Engelmann R, Filthuth H, Hepp V, et al. Inelastic Σ− p-interactions at low momenta. Phys Lett, 1966, 21: 587-589

65 Eisele F, Filthuth H, Föhlisch W, et al. Elastic Σ±p scattering at low energies. Phys Lett B, 1971, 37: 204-206

chinaXiv:201709.00030v1

chinaXiv:201709.00030v1

66 Hepp V, Schleich H. A new determination of the capture ratio: $\ gamma $0= $\ sigma^{-} $ p-> $\ sigma^{0} $ n/($\ sigma^{-} $ p-> $\ sigma^{0} $ n)+($\ sigma^{-} $ p-> $\ lambda^{0} $ n). Z. Phys., 1968, 214: 71-77

67 Stephen D, Study of $\Sigma^- p$ inelastic interaction with Σ^- momentum from 0 to 650 MeV/c, Ph.D. thesis, University of Massachusetts, Amherst, 1970

68 Kadyk J A, Alexander G, Chan J H, et al. Λp interactions in momentum range 300 to 1500 MeV/c. Nucl Phys B, 1971, 27: 13-22

69 Hauptman J M, Kadyk J A, Trilling G H. Experimental study of Λp and Ξ^0 p interactions in the range 1–10 GeV/c. Nucl Phys B, 1977, 125: 29-51

70 Kondo Y, Ahn J K, Akikawa H, et al. Σ^- p elastic-scattering in the region of 400< p_{Σ^-}< 700 MeV/c with a scintillating-fiber active target. Nucl. Phys. A, 2000, 676: 371-387

71 Ahn J K, Akikawa H, Arvieux J, et al. Σ^+ p elastic scattering cross sections in the region of 350⩽ P_{Σ^+}⩽ 750 MeV/c with a scintillating fiber active target. Nucl. Phys. A, 2005, 761: 41-66

72 Peng G X, Li L, Jiang H Q, et al. Interactions between strange hadron and nucleon (in Chinese). Nucl Phys Rev, 2001, 18: 129-137 [彭光雄，李磊，姜焕清，等．奇异强子与核子的相互作用．原子核物理评论, 2001, 18: 129-137]

73 Wang F. Nuclear force and baryon interactions (in Chinese). Prog Phys, 2004, 1: 001 [王凡．核力和重子相互作用．物理学进展, 2004, 1: 001]

74 Dang L, Li L, Ning P Z. Recent progress and problems in strangeness nuclear physics (in Chinese). Prog Phys, 2008, 28: 72-77 [党蕾，李磊，宁平治．奇异性核物理前沿问题．物理学进展, 2008, 28: 72-77]

75 Nagels M M, Rijken T A, De Swart J J. Baryon-baryon scattering in a one-boson-exchange-potential approach. II. Hyperon-nucleon scattering. Phys Rev D, 1977, 15: 2547-2564

76 Nagels M M, Rijken T A, De Swart J J. Baryon-baryon scattering in a one-boson-exchange-potential approach. III. A nucleon-nucleon and hyperon-nucleon analysis including contributions of a nonet of scalar mesons. Phys Rev D, 1979, 20: 1633-1645

77 Nagels M M, Rijken T A, De Swart J J. Low-energy nucleon-nucleon potential from Regge-pole theory. Phys Rev D, 1978, 17: 768

78 Maessen P M M, Rijken T A, De Swart J J. Soft-core baryon-baryon one-boson-exchange models. II. Hyperon-nucleon potential. Phys Rev C, 1989, 40: 2226

79 Yamamoto Y, Bandō H. Hypernuclear Properties Derived from the Nijmegen Soft-Core OBE Potential. Prog Theor Phys, 1990, 83: 254-264

80 Rijken T A, Stoks V G J, Yamamoto Y. Soft-core hyperon-nucleon potentials. Phys Rev C, 1999, 59: 21-40

81 Stoks V G J, Rijken T A. Soft-core baryon-baryon potentials for the complete baryon octet. Phys Rev C, 1999, 59: 3009-3020

82 Rijken T A. The Soft-Core Nijmegen Hyperon-Nucleon and Hyperon-Hyperon Interactions//Few-Body Problems in Physics' 99. Springer Vienna, 2000: 317-323

83 Rijken T A. Recent Nijmegen soft-core hyperon–nucleon and hyperon–hyperon interactions. Nucl Phys A, 2001, 691: 322-328

84 Rijken T A, Yamamoto Y. Extended-soft-core baryon-baryon model. II. Hyperon-nucleon interaction. Phys Rev C, 2006, 73: 044008

85 Rijken T A, Nagels M M, Yamamoto Y. Baryon-baryon interactions—nijmegen extended-soft-core models. Prog Theor Phys Suppl, 2010, 185: 14-71

86 Nagels M M, Rijken T A, Yamamoto Y. Extended-soft-core Baryon-Baryon Model Esc08 II. Hyperon-Nucleon Interactions. arXiv: 1501.06636

87 Machleidt R, Holinde K, Elster C. The bonn meson-exchange model for the nucleon—nucleon interaction. Phys Repts, 1987, 149: 1-89

88 Holzenkamp B, Holinde K, Speth J. A meson exchange model for the hyperon-nucleon interaction. Nucl Phys A, 1989, 500: 485-528

89 Reuber A, Holinde K, Speth J. Meson-exchange hyperon-nucleon interactions in free scattering and nuclear matter. Nucl Phys A, 1994, 570: 543-579

90 Haidenbauer J, Meißner U G. Jülich hyperon-nucleon model revisited. Phys Rev C, 2005, 72: 044005

91 Straub U, Zhang Z Y, Bräuer K, et al. Hyperon-nucleon interaction in the quark cluster model. Nucl. Phys. A, 1988, 483: 686-710

92 Straub U, Zong-Ye Z, Bräuer K, et al. Hyperon-nucleon interaction and the H-dibaryon in the quark cluster model. Nucl Phys A, 1990, 508: 385-394

93 Fernández F, Valcarce A, Straub U, et al. The nucleon-nucleon interaction in terms of quark degrees of freedom. J Phys G-Nucl Part Phys, 1993, 19: 2013

94 Zhang Z, Faessler A, Straub U, et al. The baryon-baryon interaction in a modified quark model. Nucl. Phys. A, 1994, 578: 573-585

95 Yu Y W, Zhang Z Y, Shen P N, et al. Quark-quark potential from chiral symmetry. Phys Rev C, 1995, 52: 3393-3398

96 Zhang Z Y, Yu Y W, Shen P N, et al. Hyperon-nucleon interactions in a chiral SU (3) quark model. Nucl. Phys. A, 1997, 625: 59-70

97 Yang S, Shen P, Zhang Z, et al. Spin-orbit force of hyperon-nucleon interaction in the chiral SU (3) quark model. Nucl Phys A, 1998, 635: 146-162

98 Dai L R. The mixing of scalar mesons and the baryon-baryon interaction. Euro Phys J A, 2011, 47: 1-12
99 Wang F, Wu G, Teng L, et al. Quark delocalization, color screening, and nuclear intermediate range attraction. Phys Rev Lett, 1992, 69: 2901-2904
100 Ping J L, Wang F, Goldman T. Effective baryon-baryon potentials in the quark delocalization and color screening model. Nucl Phys A, 1999, 657: 95-109
101 Ping J, Pang H, Wang F, et al. d* dibaryon in the extended quark-delocalization, color-screening model. Phys Rev C, 2002, 65: 044003
102 Fujiwara Y, Nakamoto C, Suzuki Y. RGM Study of the Hyperon-Nucleon Interaction in the SU6 Quark Model. I Analysis of NN and Σ+ p Systems. Prog Theor Phys, 1995, 94: 215-232
103 Fujiwara Y, Nakamoto C, Suzuki Y. RGM Study of the Hyperon-Nucleon Interaction in the SU6 Quark Model. II Analysis of ΛN-ΣN (I= 1/2) Coupled-Channel System. Prog Theor Phys, 1995, 94: 353-372
104 Fujiwara Y, Nakamoto C, Suzuki Y. Unified description of NN and YN interactions in a quark model with effective meson-exchange potentials. Phys Rev Lett, 1996, 76: 2242
105 Fujiwara Y, Nakamoto C, Suzuki Y. Effective meson-exchange potentials in the SU 6 quark model for NN and YN interactions. Phys Rev C, 1996, 54: 2180
106 Fujiwara Y, Kohno M, Nakamoto C, et al. Interactions between octet baryons in the SU 6 quark model. Phys Rev C, 2001, 64: 054001
107 Fujiwara Y, Suzuki Y, Nakamoto C. Baryon–baryon interactions in the SU6 quark model and their applications to light nuclear systems. Prog Part Nucl Phys, 2007, 58: 439-520
108 Beane S R, Bedaque P F, Parreno A, et al. A framework for exploring the interactions and decays of hyperons with lattice QCD. Nucl Phys A, 2005, 747: 55-74
109 Beane S R, Bedaque P F, Luu T C, et al. Hyperon–nucleon scattering from fully-dynamical lattice QCD. Nucl Phys A, 2007, 794: 62-72
110 Nemura H, Ishii N, Aoki S, et al. Hyperon–nucleon force from lattice QCD. Phys Lett B, 2009, 673: 136-141
111 Beane S R, Bedaque P F, Orginos K, et al. Nucleon-nucleon scattering from fully dynamical lattice QCD. Phys Rev Lett, 2006, 97: 012001
112 Beane S R, Detmold W, Lin H W, et al. High statistics analysis using anisotropic clover lattices: III. Baryon-baryon interactions. Phys Rev D, 2010, 81: 054505
113 Parreño A, Nplqcd Collaboration. YN and YY interactions from lattice QCD simulations. Nucl. Phys. A, 2010, 835: 184-191
114 Beane S R, Chang E, Cohen S D, et al. Hyperon-nucleon interactions from quantum chromodynamics and the composition of dense nuclear matter. Phys Rev Lett, 2012, 109: 172001
115 Inoue T, Ishii N, Aoki S, et al. Baryon-baryon interactions in the flavor SU (3) limit from full QCD simulations on the lattice. Prog Theor Phys, 2010, 124: 591-603
116 Inoue T, Aoki S, Doi T, et al. Two-baryon potentials and H-dibaryon from 3-flavor lattice QCD simulations. Nucl. Phys. A, 2012, 881: 28-43
117 Ishii N, Aoki S, Doi T, et al. Hadron–hadron interactions from imaginary-time Nambu–Bethe–Salpeter wave function on the lattice. Phys Lett B, 2012, 712: 437-441
118 Sasaki K, Aoki S, Doi T, et al. Coupled-channel approach to strangeness S=− 2 baryon–bayron interactions in lattice QCD. Prog. Theor. Exp. Phys., 2015: 113B01
119 HAL QCD Collaboration. Spin-2 NΩ dibaryon from lattice QCD. Nucl. Phys. A, 2014, 928: 89-98
120 Yamada M, Sasaki K, Aoki S, et al. Omega-Omega interaction from 2+ 1-flavor lattice quantum chromodynamics. Prog Theor Exp Phys, 2015: 071B01
121 Aoki S, Gongyo S, Hatsuda T, et al. First results of baryon interactions from lattice QCD with physical masses (1)--General overview and two-nucleon forces. arXiv: 1512.01610
122 Aoki S, Gongyo S, Hatsuda T, et al. Towards Lattice QCD Baryon Forces at the Physical Point: First Results. arXiv: 1512.04199
123 Doi. T, Aoki S, Gongyo S, et al. Baryon interactions from lattice QCD with physical masses--Overview and $ S= 0,-4$ sectors. arXiv: 1702.01600
124 Ishii N, Aoki S, Gongyo S, et al. Baryon interactions from lattice QCD with physical masses---S=-3 sector: XiSigma and XiLambda-XiSigma. arXiv: 1702.03495
125 Sasaki K, Aoki S, Gongyo S, et al. Baryon interactions from lattice QCD with physical masses--$ S=-2$ sector. arXiv: 1702.06241
126 Weinberg S. Phenomenological lagrangians. Phys A: Stat Mech Appl, 1979, 96: 327-340
127 Gasser J, Leutwyler H. Chiral perturbation theory to one loop. Ann Phys, 1984, 158: 142-210
128 Gasser J, Leutwyler H. Chiral perturbation theory: expansions in the mass of the strange quark. Nucl Phys B, 1985, 250: 465-516
129 Gasser J, Sainio M E, Švarc A. Nucleons with chiral loops. Nucl Phys B, 1988, 307: 779-853

chinaXiv:201709.00030v1

130 Weinberg S. Nuclear forces from chiral Lagrangians. Phys Lett B, 1990, 251: 288-292

131 Weinberg S. Effective chiral Lagrangians for nucleon-pion interactions and nuclear forces. Nucl Phys B, 1991, 363: 3-18

132 Bedaque P F, Van Kolck U. Effective field theory for few-nucleon systems. Ann Rev Nucl Part.Sci, 2002, 52: 339-396

133 Epelbaum E, Hammer H W, Meißner U G. Modern theory of nuclear forces. Rev Mod Phys, 2009, 81: 1773-1825

134 Machleidt R, Entem D R. Chiral effective field theory and nuclear forces. Phys Repts, 2011, 503: 1-75

135 Epelbaum E, Gloeckle W, Meißner U G. The two-nucleon system at next-to-next-to-next-to-leading order. Nucl Phys A, 2005, 747: 362-424

136 Polinder H, Haidenbauer J, Meißner U G. Hyperon–nucleon interactions—a chiral effective field theory approach. Nucl Phys A, 2006, 779: 244-266

137 Haidenbauer J, Meißner U G, Nogga A, et al. The hyperon-nucleon interaction: conventional versus effective field theory approach//Topics in Strangeness Nuclear Physics. Springer Berlin Heidelberg, 2007: 113-140

138 Polinder H, Haidenbauer J, Meißner U G. Strangeness S=− 2 baryon–baryon interactions using chiral effective field theory. Phys Lett B, 2007, 653: 29-37

139 Haidenbauer J, Meißner U G. Predictions for the strangeness S=− 3 and− 4 baryon–baryon interactions in chiral effective field theory. Phys Lett B, 2010, 684: 275-280

140 Haidenbauer J, Petschauer S, Kaiser N, et al. Hyperon–nucleon interaction at next-to-leading order in chiral effective field theory. Nucl Phys A, 2013, 915: 24-58

141 Haidenbauer J, Meißner U G, Petschauer S. Strangeness S=− 2 baryon–baryon interaction at next-to-leading order in chiral effective field theory. Nucl Phys A, 2016, 954: 273-293

142 Lepage P. How to renormalize the Schrodinger equation. arXiv preprint nucl-th/9706029, 1997

143 Kaplan D B, Savage M J, Wise M B. A New expansion for nucleon-nucleon interactions. Phys Lett B, 1998, 424: 390-396

144 Valderrama M P, Arriola E R. Renormalization of the deuteron with one pion exchange. Phys Rev C, 2005, 72: 054002

145 Nogga A, Timmermans R G E, Van Kolck U. Renormalization of one-pion exchange and power counting. Phys Rev C, 2005, 72: 054006

146 Birse M C. Power counting with one-pion exchange. Phys Rev C, 2006, 74: 014003

147 Long B, Van Kolck U. Renormalization of singular potentials and power counting. Ann Phys, 2008, 323: 1304-1323

148 Epelbaum E, Gegelia J. Regularization, renormalization and “peratization” in effective field theory for two nucleons. Euro Phys J A, 2009, 41: 341-354

149 Yang C J, Elster C, Phillips D R. Subtractive renormalization of the chiral potentials up to next-to-next-to-leading order in higher NN partial waves. Phys Rev C, 2009, 80: 034002

150 Valderrama M P. Perturbative renormalizability of chiral two-pion exchange in nucleon-nucleon scattering. Phys Rev C, 2011, 83: 024003

151 Valderrama M P. Perturbative renormalizability of chiral two-pion exchange in nucleon-nucleon scattering: P and D waves. Phys Rev C, 2011, 84: 064002

152 Epelbaum E, Gegelia J. Weinberg’s approach to nucleon–nucleon scattering revisited. Phys Lett B, 2012, 716: 338-344

153 Long B, Yang C J. Renormalizing chiral nuclear forces: Triplet channels. Phys Rev C, 2012, 85: 034002

154 Epelbaum E, Meißner U G. On the renormalization of the one–pion exchange potential and the consistency of Weinberg’s power counting. Few Body Syst, 2013, 54: 2175-2190

155 Geng L S, Camalich J M, Alvarez-Ruso L, et al. Leading SU (3)-breaking corrections to the baryon magnetic moments in Chiral Perturbation Theory. Phys Rev Lett, 2008, 101: 222002

156 Geng L S, Camalich J M, Vacas M J V. SU (3)-breaking corrections to the hyperon vector coupling f 1 (0) in covariant baryon chiral perturbation theory. Phys Rev D, 2009, 79: 094022

157 Geng L S, Ren X L, Martin-Camalich J, et al. Finite-volume effects on octet-baryon masses in covariant baryon chiral perturbation theory. Phys Rev D, 2011, 84: 074024

158 Ren X L, Geng L S, Camalich J M, et al. Octet baryon masses in next-to-next-to-next-to-leading order covariant baryon chiral perturbation theory. arXiv: 1209.3641

159 Ren X L, Geng L S, Meng J. Scalar strangeness content of the nucleon and baryon sigma terms. Phys Rev D, 2015, 91: 051502

160 Geng L S, Kaiser N, Martin-Camalich J, et al. Low-energy interactions of Nambu-Goldstone bosons with D mesons in covariant chiral perturbation theory. Phys Rev D, 2010, 82: 054022

161 Geng L S, Altenbuchinger M, Weise W. Light quark mass dependence of the D and Ds decay constants. Phys Lett B, 2011, 696: 390-395

162 Altenbuchinger M, Geng L S, Weise W. SU (3) breaking corrections to the D, D*, B, and B* decay constants. Phys Lett B, 2012, 713: 453-456

chinaXiv:201709.00030v1

163 Geng L S. Recent development in SU (3) covariant baryon chiral perturbation theory. Front Phys, 2013, 8: 328-348
164 Meng J. Relativistic Density Functional for Nuclear Structure. World Scientific Publishing Company, Singapore, 2016
165 Pyykko P. Relativistic effects in structural chemistry[J]. Chem. Rev., 1988, 88: 563-594
166 Stoks V G J, Klomp R A M, Rentmeester M C M, et al. Partial-wave analysis of all nucleon-nucleon scattering data below 350 MeV. Phys Rev C, 1993, 48: 792
167 Li K W, Ren X L, Geng L S, et al. Strangeness S=− 1 hyperon-nucleon scattering in covariant chiral effective field theory. Phys Rev D, 2016, 94: 014029
168 Ren X L, Li K W, Geng L S, et al. Leading order covariant chiral nucleon-nucleon interaction. arXiv: 1611.08475
169 Li K W, Ren X L, Geng L S, et al. Leading order covariant hyperon-nucleon interactions in chiral effective field theory. arXiv: 1612.08482
170 Woloshyn R M, Jackson A D. Comparison of three-dimensional relativistic scattering equations. Nucl Phys B, 1973, 64: 269-288
171 Korpa C L, Dieperink A E L, Timmermans R G E. Hyperon-nucleon scattering and hyperon masses in the nuclear medium. Phys Rev C, 2001, 65: 015208
172 Fleming S, Mehen T, Stewart I W. NNLO corrections to nucleon–nucleon scattering and perturbative pions. Nucl. Phys. A, 2000, 677: 313-366

chinaXiv:201709.00030v1

Recent devepolment in theoretical studies of hyperon-nucleon interaction

LI KaiWen[1], REN XiuLei[2], GENG LiSheng[1, 3] & LONG BingWei[4]

[1] *School of Physics and Nuclear Energy Engineering and International Research Center for Nuclei and Particles in the Cosmos, Beihang University, Beijing 100191, China;*
[2] *School of Physics and State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China;*
[3] *Beijing Key Laboratory of Advanced Nuclear Materials and Physics, Beihang University, Beijing 100191, China;*
[4] *College of Physical Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064, China*

Hypernuclear physics is the study of hypernuclei, their decays and productions, and the role they play in other related fields. It has always been at the frontier of experimental and theoretical nuclear physics since the quantum number *strangeness* was introduced and the first Λ hypernuclus was discovered in 1953. In recent years, open questions such as the large change symmetry breaking in $\mathrm{A}=4$ Λ hypernuclei, the overbinding problem of $\mathrm{A}=5$ Λ hypernucleus, the existence of the H-dibaryon and the hyperon puzzle in neutron stars have attracted a lot of attention.

Today facilities like J-PARC, KEK, JLab, MAMI and COSY allow one to study the properties of hypernuclei with a precision and scope hitherto impossible. The experiments focus not only on the spectroscopy and weak decays of hypernuclei with strangeness $S=-1$ and $S=-2$, but also on the fundamental ΣN cross sections. In the meantime, theoretical techniques of few- and many-body calculations for hypernuclei have made steady progress, such as the Gaussian expansion method, the lattice QCD simulations and the Dirac-Brueckner-Hartree-Fock approach.

Hyperon-nucleon interaction is the key input of the hypernuclear few- and many-body calculations. It plays a fundamental role in the microscopic understanding of hypernuclear physics. Meanwhile, it can also help improve our understanding of the role of strangeness in particle and nuclear physics, as well as the SU(3) symmetry and its breaking.

In this article, we first review the origin of hypernuclear physics and enmumerrate the aforementioned open questions of current interest. These outstanding issues reflect that the hyerpon-nucleon interaction is not fully understood so far. Then we discuss at length the history and current status of theoratical studies of hyperon-nucleon interaction, which are mainly performed in phenomenological models, lattice quantumchromo dynamics (lattice QCD) simulations and chiral effective field theory. The construction of phenomenological models, such as meson exchange models and quark models, has a rather long history. However, they predict very different results even for some of the low-energy phase shifts and scattering lengths, owing to the rather loose constraint from the small number of hyperon-nucleon scattering data. Lattice QCD simulations have made impressive progress since the 21st centruy, which provide an *ab*

initio numerical solution to QCD from first principles. With the ever-growing computing power and evolving numerical algorithms, lattice QCD simulations are getting close to the physical point (but still with large error bars). As the effective theory of low-energy QCD, chiral effective field theory has proven to be a useful tool in studies of low-energy strong interaction phenomena. The main feature of this approach is that by using a proper power counting scheme, one can improve calculations systematically by going to higher orders in powers of external momenta and light quark masses, and estimate the uncertainties of any given order. Furthermore, three- and four-body forces can be derived in a consistent manner. Studies of hadron-hadron interaction in chiral effective field theory have made remarkable progress in the past two decades and in the last part of this article we discuss the recent construction of hyperon-nucleon interaction in chiral effective field theory in detail.

Hypernuclear physics, hyperon-nucleon interaction, chiral effective field theory

doi:

chinaXiv:201709.00030v1